



TITLE:

8. HCP ^4He 結晶中の超音波減衰(基研長期研究計画「量子固体」,研究会報告)

AUTHOR(S):

比企, 能夫

CITATION:

比企, 能夫. 8. HCP ^4He 結晶中の超音波減衰(基研長期研究計画「量子固体」,研究会報告). 物性研究 1977, 28(6): F34-F38

ISSUE DATE:

1977-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89400>

RIGHT:

§ 4. 原子空孔の局在性

(2) 式のクリープ速度にあらわれる拡散係数としては原子空孔の運動は1 原子距離ごとの酔歩であるとして求めたものが用いられた。もちろん隣接格子点への移動はタンネリングで起こると考えた。拡散係数の温度依存性がこのようにして計算したものとよく一致することは原子空孔が局在していることを示唆していると思われる。もちろん断定的な結論を導くためにはより低温まで、より高精度の測定を行なう必要がある。

参 考 文 献

- 1) H. Suzuki : J. Phys. Soc. Japan, **35** (1973) 1472; **42** (1977) 1865.
- 2) I. Iwasa, K. Araki and H. Suzuki : Proceedings of the sixth International Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids.
- 3) A. Andreev, K. Keshishev, L. Meghov-Deglin and A. Shal'nikov : JETP Letters **9** (1969) 306.
- 4) K. Keshishev, L. Mezhev-Deglin and A. Shal'nikov : JETP Letters **17** (1973) 212.
- 5) V. L. Tsymbalenko : JETP Letters **23** (1976) 654; Zh eksper. teor. Fiz. **72** (1977) 1885.
- 6) W. G. Johnston and J. J. Gilman, J. Appl. Phys. **30** (1959) 1295; W. G. Johnston, J. Appl. Phys. **33** (1962) 2716.
- 7) J. Weertman : J. appl. Phys. **26** (1955) 1231; **28** (1957) 362.

HCP ^4He 結晶中の超音波減衰

東工大理 比 企 能 夫

§ 1. はじめに

固体ヘリウムではその量子性が種々の物性に強く反映される^{1), 2)} また結晶中の格子欠陥は特殊な性質を有する³⁾。例えば、空格子点は局在せず結晶中を波として伝播すると考えられている。固体ヘリウム中の結晶転位については、実験的には多結晶体の塑性を研究したもの⁴⁾、音速の測定から転位の存在を議論したもの⁵⁾がある。

固体の量子性は特に格子の動的性質に強く現われると考えられ、固体ヘリウムの音響

的性質（音速，音波減衰）の研究は興味深いものである。筆者はHCP相 ^4He 単結晶中でMHz領域での音速減衰をパルス反射エコー法を用い測定した。

§ 2. 結果と解析 (I)

試料には融解温度 $T_m(\text{K})$ ，モル体積 $V_m(\text{cm}^3/\text{mole})$ が $T_m = 1.86$ ， $V_m = 20.5$ のもの及び $T_m = 2.54$ ， $V_m = 19.2$ のものの2種類を用いた。結晶の育成は定圧下で行い，音速の測定から結晶方位角 θ （音波伝播方向と結晶の c 軸間の角）を決定した。

種々の方位をもつ結晶（ $V_m = 20.5$ ）について，測定されたデクレメント $\Delta (= \alpha v / f$ ， α ；減衰係数， v ；音速， f ；測定周波数）を周波数に対してプロットしたものが Fig.1 に示してある。 Δ の周波数依存性には巾のひろいピークが見られ，ピークの位置や高さは結晶ごとに異っている。この様な周波数依存性は振動する結晶転位の overdamped resonance に由来するものとしてよく説明出来る。なお，フォノン-フォノン散乱に基づく減衰については， Δ の値は実験結果の $1/10 \sim 1/100$ であり，周波数依存性は線型であることが示される。

Granato-Lücke 理論⁶⁾では，ところどころがピン止めされていて中間部分が外力により弦のように振動する転位を考える。このとき転位に起因するデクレメントは次の様である。

$$\Delta = \Delta_0 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

$$\Delta_0 = \frac{4 \Omega G b^2 \Lambda L^2}{\pi^3 C}; \tau = \frac{11.9 B L^2}{\pi^2 C}$$

ここで， ω ；音波の角周波数， Ω ；結晶の方位係数， G ；ずれ弾性率， b ；Burgers ベクトル， Λ ；転位密度， L ；ピン止めの長さ， $C = 2 G b^2 / \{ \pi (1 - \nu) \}$ ；転位の張力， ν ；Poisson 比， B ；転位運動に対する減衰定数である。 Δ は周波数 $f_m = 1/2\pi\tau$ の時，最大値 $\Delta_m = \Delta_0/2$ をとる。ここで2つのパラメーター Δ_m ， f_m は実験結果を上式にフィットして決定される。Fig.1 中の曲線はフィットした結果であり，実験データとの一致は良好である。Fig.2 (a) は $f_m \Delta_m (= (G b^2 / 11.9 \pi) \cdot (\Lambda/B) \cdot \Omega)$ の実験値を結晶方位 θ に対してプロットしたものである。ここで方位係数 Ω は転位が特定のすべり面を特定の方向にのみ運動出来る事に由来する量である。HCP ^4He 結晶ですべり面は

比企能夫

basal plane であるとし、方位係数 Ω を計算してその値の定数倍を $f_m \Delta_m$ にフィットさせた曲線が Fig.2 (a) 中に示してある。ここでも実験データと計算結果とのよい一致が見られる。また $f_m (= (\pi C / 23.8) \times (1 / BL^2))$ の実験値を Fig.2 (b) に示すが予想される様に f_m には結晶方位依存性は見られない。

以上により、HCP ^4He 結晶中での超音波減衰の原因は振動する転位によるものであり、また転位のすべり面は basal plane であることが示される^{7),8)}

§ 3. 結果と解析 (II)

転位の減衰機構について、より多くの情報を得るため、 $f_m (\propto 1/BL^2)$, $\Delta_m (\propto \Delta L^2)$ の温度変化を測定した。未知量である転位密度 Δ , 減衰定数 B を決めるために、ピン止めの長さ L は計算によって求めた。

可能なピン止め機構として転位線上に熱平衡的に存在する jog によるものを考える。すべり面上にない jog は転位を有効にピン止めする。この時ピン止めの

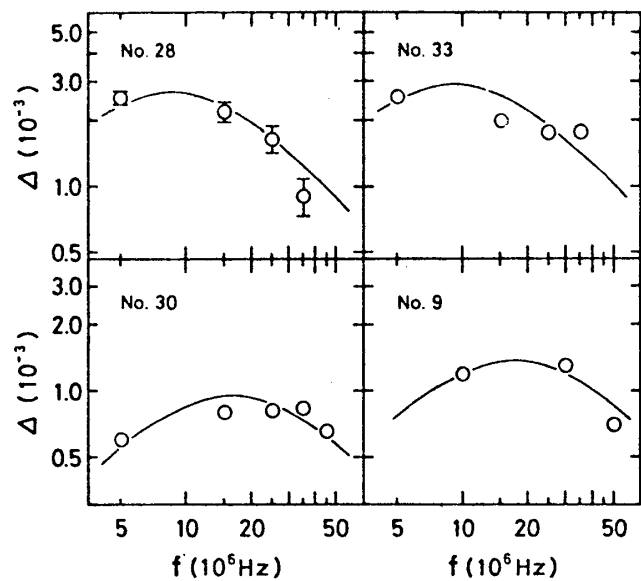


Fig. 1. $\Delta - f$ プロット

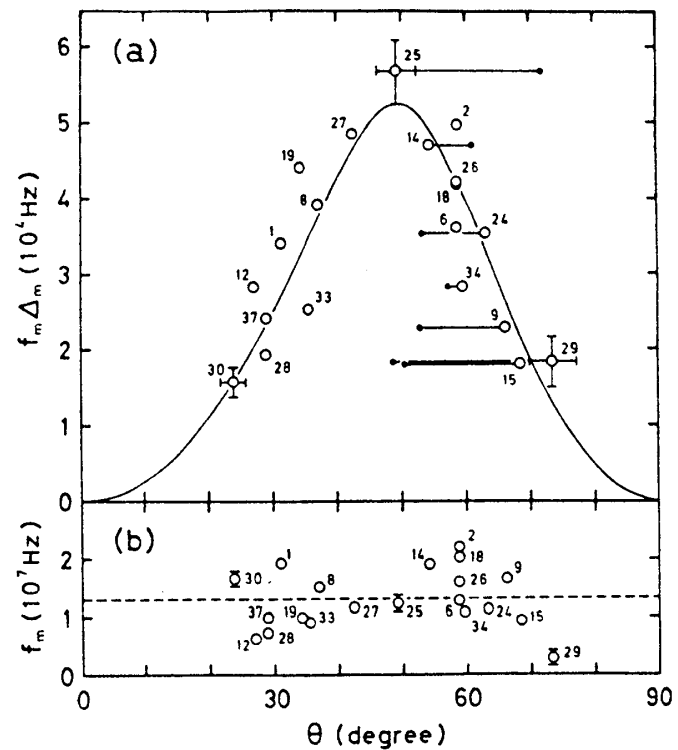


Fig. 2. (a) $f_m \Delta_m - \theta$ プロット

(b) $f_m - \theta$ プロット

長さ L は、自由エネルギー極小の条件から求められた $L = \sqrt{6} b \exp(E_{\text{jog}}/kT)$ と表わされる。ここで $E_{\text{jog}} (= b^2 b' G/4\pi(1-\nu))$; jog の自己エネルギー⁹⁾, $b' (\simeq b)$; jog の長さである。

この L の計算値を用いれば、 f_m , A_m の実験値から B , A の値が得られる。その結果得られた減衰定数 B は温度と共に増加し、その温度依存性を $B = B_0 T^n$ と解析すると $n \simeq 7.0$ であり、 $B = B'_0 e^{-E_B/T}$ と解析すると $E_B = 12 \sim 14$ (K) となる。実験より得られた減衰定数は、その大きさ ($\sim 10^{-4}$ cgs), 温度依存性共に既存の理論では説明出来ない。例えば Brailsford に依れば転位のひずみ場によるフォノン散乱に基づく減衰定数は $B \sim 10^{-11}$, 温度依存性は T^5 である。¹⁰⁾ また Ninomiya に依る fluttering 機構に基づくフォノン散乱では $B \sim 10^{-8}$ であり、 T^3 の温度依存性を示す。¹¹⁾ そこで筆者は、転位に付随した局在フォノンモードを媒介とする減衰機構を考えた。転位が移動する際に局在フォノンの一部が格子系に移り、そのエネルギーは外力によって補われるという機構である。このときのエネルギー移動は 3 フォノン過程により行われると考える。その結果 $B \propto e^{-E_L/T}$ (E_L ; 局在フォノンモードのエネルギー) という温度依存性が得られ実験結果がよく説明出来る。

一方、転位密度 A は、温度と共に増加することが見出された。これは熱応力の非等方性に起因すると考えられる。温度上昇時に、定積条件下では試料中に内部応力が生ずるが、HCP 結晶中ではそれは異方的であり、内部ずれ応力は転位を増殖させる。また温度下降時には、内部応力の減少により、転位間の反応によるその消滅がおこる。

温度下降に伴う転位減少の機構を調べるために温度を急激に ΔT だけ下降させた後、一定温度 T_f に保った時の転位密度の時間変化を観測した。その結果、転位は予想通り 2 次反応的に減少し、時間と共に $A = A_0 + 1/(At + B)$ のように変化することが見出された。転位の移動が古典的な熱活性化過程による場合には、反応の速さを表わす量 A は温度 T_f に依存する。しかし実験結果では A は T_f よりむしろ変化温度 ΔT に依存しており、転位の移動は Peierls ポテンシャルの障壁をトンネリングすることによりおこっていると思われる。¹²⁾ これは量子固体中での結晶転位のトンネル効果を示す最初の実験であると思われる。

参 考 文 献

- 1) J. Wilks : The Properties of Liquid and Solid Helium, (Clarendon Press, Oxford, 1967).
- 2) R. A. Guyer : Solid State Phys. **23** (1969) 413.
- 3) 比企能夫, 鶴岡富士雄 : 日本物理学会誌 **31** (1976) 268.
- 4) H. Suzuki : J. Phys. Soc. Japan **35** (1973) 1472, **42** (1977) 1865.
- 5) R. Wanner, I. Iwasa and S. Wales : Solid State Comm. **18** (1976) 853.
- 6) A. V. Granato and K. Lüke : J. Appl. Phys. **27** (1956) 583, 789.
- 7) Y. Hiki and F. Tsuruoka : Proc. 14th Intern. Conf. on Low Temp. Phys. (North-Holland, Amsterdam, 1975), Vol. 1, p. 479.
- 8) Y. Hiki and F. Tsuruoka : Phys. Letters **56A** (1976) 484.
- 9) J. P. Hirth and J. Lothe : Theory of Dislocations (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968) p. 247.
- 10) A. D. Brailsford : J. Appl. Phys **43** (1972) 1380.
- 11) T. Ninomiya : J. Phys. Soc. Japan **36** (1974) 399.
- 12) B. V. Petukhov and V. L. Pokrovski : Soviet Phys. —JETP **36** (1973) 336.

Bose 量子結晶について

名大理 上 羽 牧 夫

§ 1. はじめに

固体における量子性は零点振動が大きいことにまずあらわれるが、更に粒子のいれかわりがおこるような場合には固体を構成する粒子の統計が現象に反映する。Fermi 粒子からなる固体ならばスピン秩序が発生するし、Bose 粒子ならば超流動相の存在が問題となる。

このことを最初にとりあげたのは Andreev と Lifshitz¹⁾である。大きな量子効果のために結晶内の点欠陥（空格子点、不純物など）は局在化せずにバンドをつくる。このバンドの幅が大きくてバンドの底のエネルギー・ギャップがなくなると巨視的な数の格子欠陥が基底状態で存在する（零点ディフェクトン）。これが Bose凝縮した状態で超流動固